Wechselwirkung von 14,7 MeV-Neutronen mit ^{238}U und ^{232}Th

INAUGURALDISSERTATION

zur Erlangung der Würde eines Doktors der Philosophie
vorgelegt der Philosophisch-Naturwissenschaftlichen
Fakultät der Universität Basel

von

PIERRE PAUL BOSCHUNG
aus Jaun (Fribourg)

Basel
Buchdruckerei Birkhäuser AG
1969

1967

Wechselwirkung von 14,7 MeV-Neutronen mit ^{238}U und ^{232}Th

INAUGURALDISSERTATION

zur Erlangung der Würde eines Doktors der Philosophie
vorgelegt der Philosophisch-Naturwissenschaftlichen
Fakultät der Universität Basel

von

PIERRE PAUL BOSCHUNG
aus Jaun (Fribourg)

Basel
Buchdruckerei Birkhäuser AG
1969

Genehmigt von der Philosophisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät auf Antrag der Herren Professoren Dr. P. HUBER und Dr. R. WAGNER.

Basel, den 28. November 1967

Prof. Dr. H. HUBER
Dekan

UNIV.
LEIDEN
BIBL.

Separatabdruck aus Helvetica Physica Acta, Band 42, Heft 2, 1969

Wechselwirkung von 14,7 MeV-Neutronen mit ^{238}U und ^{232}Th

Abstract. The neutron spectra resulting from the bombardment of ^{232}Th and Uranium by 14.7 MeV neutrons were measured with a time-of-flight equipment using the associated particle method. Nuclear temperatures, from the analysis of the inelastic part of the spectra, are: (720 ± 70) keV for ^{232}Th and (850 ± 80) keV for ^{238}U. The discrepancies at a mean excitation energy of approximately 13 MeV among the earlier experimental results are explained by the different ways of subtracting the spectrum of the postfission-neutrons. The level density parameters, based on the Fermi-gas model including pairing and shell effects, were found to be $a'_p = (27 \pm 5)$ MeV^{-1} for ^{232}Th and $a'_p = (20.5 \pm 4)$ MeV^{-1} for ^{238}U. They are in agreement with results from experiments at lower neutron energies. The evaporation distributions were analyzed in terms of the LANG and LE COUTEUR spectra.

A Monte Carlo program was developed and successfully used to calculate the spectrum distortions due to multiple interactions in the scattering samples.

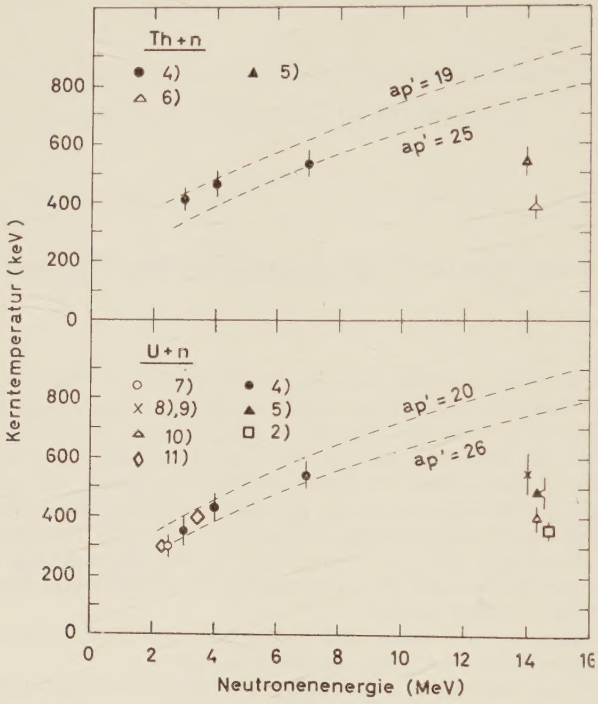
The inverse cross sections appearing in the evaporation spectra were represented by optical model values.

1. Einleitung

Die inelastische Streuung schneller Neutronen an schweren Kernen lässt sich bei Compound-Streuung, die über das Kontinuum verläuft, mit Hilfe des statistischen Modelles beschreiben. Dabei erweist sich die Kerntemperatur als wichtiger Parameter zur Darstellung des Neutronenspektrums und zur Ermittlung von Niveaudichte-Koeffizienten. In unserem Institut sind Kerntemperaturen für verschiedene Elemente, unter anderem für Uran [2], experimentell bestimmt worden [1–3]. Für Uran ergab sich ein wesentlich kleinerer Wert als jener der theoretischen Voraussage. Die Autoren führten dies auf eine Depression der Anregungsenergie zurück: Erfolgt die Aussendung eines Neutrons aus einem stark deformierten Urankern, so steht für den Verdampfungsprozess nur noch eine reduzierte Energie zur Verfügung, da ein wesentlicher Anteil der Anregungsenergie in kollektiver Form vorliegt. Dies würde sich in einer Abnahme der Kerntemperatur äussern. In Figur 1 sind die bis 1967 veröffentlichten Werte der Kerntemperatur für Uran und Thorium zusammengestellt.

Daraus erkennt man:

1. Die Ergebnisse stimmen unterhalb 8 MeV mit der Theorie überein.
2. Die Messungen bei ungefähr 14 MeV weichen deutlich von den theoretisch berechneten Werten ab. Diese Resultate weisen auch untereinander eine grosse Diskrepanz auf.



Figur 1

Die Kerntemperatur von ^{238}U und ^{232}Th in Funktion der Energie der einfallenden Neutronen. Gestrichelte Kurven: Theoretische Voraussagen unter Annahme zweier verschiedener Niveaudichtekoeffizienten a'_p.

In der vorliegenden Arbeit wird versucht, eine Erklärung für diesen Sachverhalt zu finden.

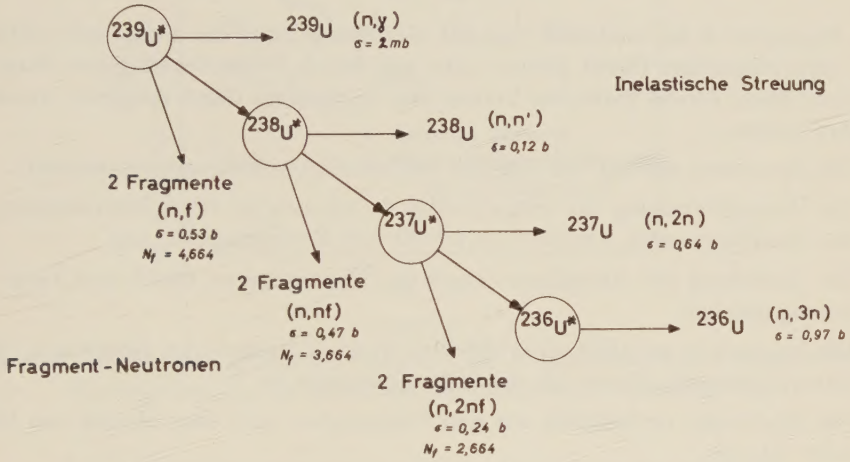
2. Theoretische Grundlagen

2.1. *Die verschiedenen Wechselwirkungen von 14,7 MeV-Neutronen mit Uran und Thorium*

Neben der Möglichkeit einer elastischen Streuung, die im Zusammenhang mit unserer Arbeit eine kleine Rolle spielt, setzt sich die Wechselwirkung von 14,7 MeV-Neutronen mit Uran und Thorium vor allem aus Reaktionen des Typs $(n, x\,n)$ und Spaltung zusammen. In Figur 2 sind am Beispiel von Uran die verschiedenen Vorgänge aufgezeichnet.

Ausgangskern ist das Nuklid ^{238}U. Beim Beschuss mit 14,7 MeV-Neutronen entsteht mit einem Absorptionsquerschnitt von rund 3 barn der Zwischenkern $^{239}U^*$ mit einer Anregungsenergie E^* von 19,4 MeV. ($E^* = E_n + B_1$; $E_n = 14{,}7$ MeV ist die Energie der einfallenden Neutronen, $B_1 = 4{,}7$ MeV bezeichnet die Bindungsenergie [12] des letzten Neutrons in ^{239}U.) Für $^{239}U^*$ bestehen nun drei Zerfallsmöglichkeiten:

- Übergang in den Grundzustand ^{239}U durch Aussenden von γ-Quanten, also Einfang.
- Spaltung in zwei Fragmente, welche ihrerseits im Mittel rund 4,7 Neutronen aussenden.
- Übergang in einen angeregten Zustand des Kernes $^{238}U^*$ durch Aussendung eines Neutrons.



Figur 2

Zerfallsmöglichkeiten für $^{239}U^*$ (bei $E_n = 14{,}7$ MeV).

Bei der Aussendung eines Neutrons kann der Kern ^{238}U im Grundzustand zurückgelassen werden, was man als compound-elastische Streuung bezeichnet. Da zur Ermittlung der Kerntemperatur und der damit verknüpften Fragen die elastische Streuung nicht von unmittelbarem Interesse ist, wurde darauf verzichtet, diesen Reaktionskanal in der Figur 2 explizite einzuzeichnen. Die Zerfallsreihe lässt sich solange fortsetzen, bis die verbleibende Anregungsenergie kleiner ist als die zur Aussendung eines Neutrons notwendige Minimalenergie. Der Kern geht dann durch γ-Emission in den Grundzustand über. Bei einer Einschussenergie von 14,7 MeV ist dies bei ^{236}U der Fall. Die ausgesandten Neutronen, welche beim Übergang des Zwischenkernes $^{239}U^*$ in die verschiedenen Endprodukte entstehen, können also entweder aus Spaltfragmenten oder aber aus angeregten Urankernen stammen. Diejenigen der ersten Art wollen wir als Fragment- oder Postfission-Neutronen bezeichnen, die zweiten unter dem Begriff Verdampfungsneutronen zusammenfassen. Bei den Reaktionen $(n, n' f)$ und $(n, 2\,n\,f)$ treten offenbar beide Arten auf. In diesem Falle nennt man die dabei ausgesandten Verdampfungsneutronen auch Prefission- oder Vorspaltungsneutronen.

2.2. *Fragmentneutronen*

Wie WATT [13] gezeigt hat, lässt sich das Energiespektrum der prompten Fragmentneutronen im Laborsystem bei thermischer Spaltung von ^{235}U durch

$$F(E) = \text{konst} \exp(-E/T_f) \sinh\left(\frac{2}{T_f}\sqrt{E\,\bar{E}_f}\right) \tag{1}$$

darstellen. E bezeichnet die Energie der Neutronen, $\bar{E}_f$ die mittlere kinetische Energie der Spaltfragmente pro Nukleon und T_f einen Parameter, der mit der Kerntemperatur der Fragmente verknüpft ist. TERRELL [14] beschreibt dieses Spektrum durch die Beziehung

$$F(E) = \frac{2}{\theta^{3/2}\sqrt{\pi}} E^{1/2} \exp(-E/\theta)\,. \tag{2}$$

Der Parameter θ ist wiederum von der Kerntemperatur der Fragmente abhängig. Die experimentellen Daten können sehr gut durch beide Verteilungen dargestellt werden. Nach Terrell kann der Verlauf des Spektrums durch folgende Annahmen erklärt werden:

1) Die Neutronen werden von den voll beschleunigten Fragmenten emittiert.
2) Die Winkelverteilung der ausgesandten Neutronen ist im Schwerpunktssystem des Spaltfragmentes symmetrisch um 90° zur Bewegungsrichtung.
3) Die Verteilung der Anregungsenergie der Fragmente ist durch eine Gauss-Verteilung gegeben.
4) Die Fragmente zerfallen ausschliesslich durch Emission von Neutronen, bis die Anregungsenergie kleiner als die Bindungsenergie ist.
5) Die Neutronen verdampfen aus den Fragmenten nach dem Modell von WEISSKOPF [15, 16].

Unter diesen Voraussetzungen ergibt sich für die mittlere kinetische Energie $\bar{E}$ der Fragmentneutronen:

$$\bar{E} = \bar{E}_f + b\sqrt{\bar{N}_f + 1}\,. \tag{3}$$

Es bedeuten $\bar{N}_f$ die Anzahl der im Mittel pro Spaltung von den Fragmenten emittierten Neutronen und b ein freier Parameter. Für $\bar{E}$ gibt TERRELL [17] an:

$$\bar{E}\ (\text{MeV}) = 0{,}75 + 0{,}65\sqrt{\bar{N}_f + 1}\,. \tag{3a}$$

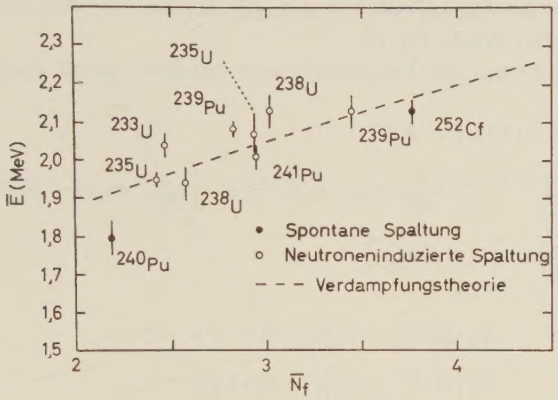
In Figur 3 sind die experimentellen Daten von $\bar{E}$ für verschiedene Nuklide aufgetragen, bei Energien, wo noch keine Vorspaltungsneutronen auftreten (ein Verzeichnis von Referenzen findet man bei BARNARD et al. [18] sowie CONDE und DURING [19]). Die in Figur 3 dargestellten Ergebnisse zeigen eine gute Übereinstimmung mit den Resultaten von TERRELL und bestätigen die Verdampfungstheorie. Aus Beziehung (2) folgt andererseits für die mittlere Energie $\bar{E}$ im Spektrum der Fragmentneutronen:

$$\bar{E} = \frac{3}{2}\theta. \tag{4}$$

Damit erhält man

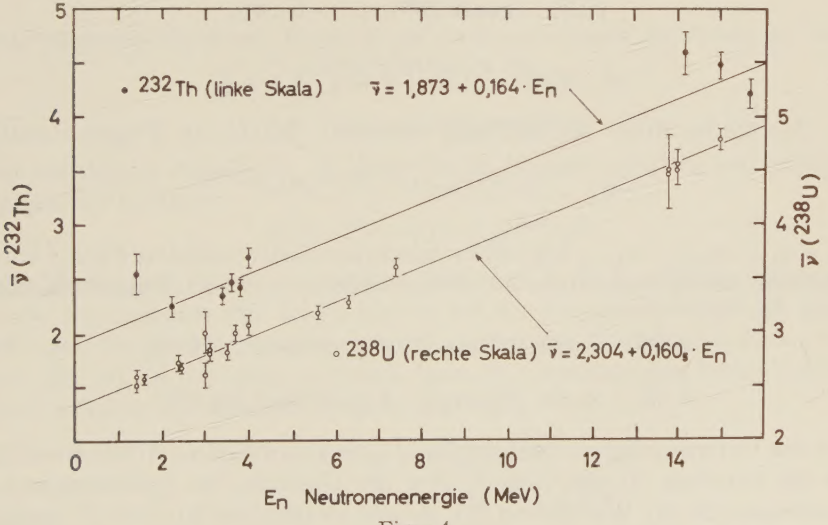
$$\theta\ (\text{MeV}) = 0{,}50 + 0{,}43\sqrt{\bar{N}_f + 1}\,. \tag{5}$$

Wie die Beziehungen (2) und (5) zeigen, ist das Spektrum der Postfission-Neutronen nur von der mittleren Fragmentneutronenzahl $\overline{N}_f$ abhängig. Zur Bestimmung der verschiedenen Werte $\overline{N}_f$ betrachten wir Figur 4, wo für ^{232}Th und ^{238}U die mittlere Zahl $\bar{\nu}$ von Neutronen pro Spaltung in Funktion der Energie der einfallenden Neutronen aufgetragen ist. Die Messungen lassen sich recht gut durch eine Gerade mit einer Steigung von rund 0,16 Neutronen/MeV annähern. Dieser experimentelle Wert



Figur 3

Abhängigkeit der mittleren kinetischen Energie $\overline{E}$ der Fragmentneutronen von der mittleren Neutronenzahl $\overline{N}_f$. Die gestrichelte Linie stellt die Beziehung (3a) dar.



Figur 4

Abhängigkeit der mittleren Neutronenzahl pro Spaltung $\bar{\nu}$ von der Energie des spaltenden Neutrons. (Aus Physics of Nuclear Kinetics von G. R. Keepin, Addison-Wesley Publishing Company, Inc. 1965, p. 56.)

liegt in der Nähe des theoretischen, den man unter der Annahme berechnet, die zusätzlich zur Verfügung stehende Energie gehe allein in Neutronenverdampfung über. Wie bereits TERRELL [17] anhand der Messung von ^{235}U festgestellt hat, bestehen in der Umgebung von 7 MeV keinerlei Anzeichen einer Diskontinuität in der Geraden $\bar{\nu}(E_n)$ infolge Öffnung des Reaktionskanales $(n, n'f)$. Dies ist aber nur dann möglich, wenn die beiden Reaktionen (n, f) und $(n, n'f)$ im Mittel gleich viel Neutronen erzeugen. Bei der $(n, n'f)$-Spaltung ist also im Mittel gegenüber der (n, f)-Reaktion ein Fragmentneutron weniger zu erwarten. Nach den Angaben von Figur 4 findet man für ^{238}U bei einer Energie von 14,7 MeV $\bar{\nu} = 4{,}664$. Daraus ergeben sich die bereits in der Figur 2 verwendeten Werte für N_f.

Das normierte Spektrum der Fragmentneutronen kann somit dargestellt werden durch:

$$\begin{aligned} F(E) &= F_1(E) + F_2(E) + F_3(E) \\ &= \frac{2}{\sqrt{\pi}} E^{1/2} \left\{ \frac{\sigma_{nf}}{\sigma_f} \cdot \frac{1}{\theta_1^{3/2}} \exp(-E/\theta_1) + \frac{\sigma_{n,n'f}}{\sigma_f \theta_2^{3/2}} \exp(-E/\theta_2) \right. \\ &\quad \left. + \frac{\sigma_{n,2nf}}{\sigma_f \theta_3^{3/2}} \exp(-E/\theta_3) \right\} \end{aligned} \tag{6}$$

mit

$$\begin{aligned} \theta_1\,(\text{MeV}) &= 0{,}50 + 0{,}43\sqrt{\bar{\nu} + 1} \\ \theta_2\,(\text{MeV}) &= 0{,}50 + 0{,}43\sqrt{\bar{\nu}} \\ \theta_3\,(\text{MeV}) &= 0{,}50 + 0{,}43\sqrt{\bar{\nu} - 1}\ . \end{aligned} \tag{7}$$

Dieses dreikomponentige Fragmentneutronenspektrum kann in guter Näherung dargestellt werden durch eine Terrell-Verteilung:

$$F(E) = \text{konst}\ E^{1/2} \exp(-E/\langle\theta\rangle) \tag{8}$$

mit

$$\langle\theta\rangle\,(\text{MeV}) = 0{,}50 + 0{,}43\sqrt{\langle N_f\rangle + 1}\ , \tag{9}$$

wobei $\langle N_f\rangle$ die im Mittel pro Spaltung emittierte Anzahl von Fragmentneutronen

$$\langle\bar{N}_f\rangle = \frac{\sigma_{n,f}\bar{\nu} + \sigma_{n,n'f}(\bar{\nu} - 1) + \sigma_{n,2nf}(\bar{\nu} - 2)}{\sigma_f} \tag{10}$$

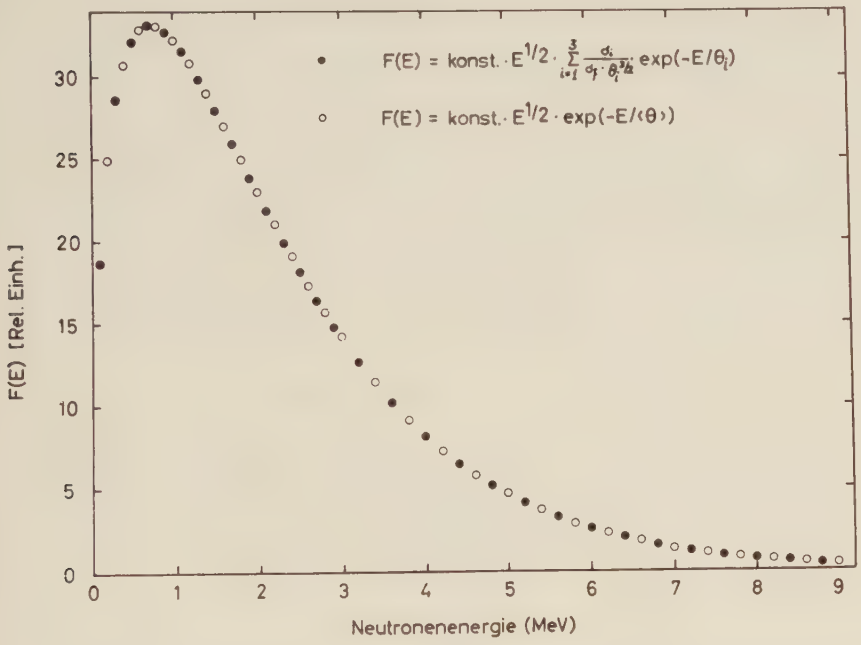
und $\sigma_f = \sigma_{nf} + \sigma_{n,n'f} + \sigma_{n,2nf}$ den totalen Spaltquerschnitt bedeuten. Figur 5 illustriert die Qualität dieser Approximation. Damit ergeben sich die Fragmentneutronenspektren zu:

$$F(E) = \text{konst}\ E^{1/2} \exp(-E/1{,}40\ \text{MeV}) \text{ für } ^{232}Th \tag{11}$$

$$F(E) = \text{konst}\ E^{1/2} \exp(-E/1{,}47\ \text{MeV}) \text{ für } ^{238}U\ . \tag{12}$$

Seit den Untersuchungen von TERRELL [17] sind verschiedene Arbeiten erschienen, welche die Annahme (1) (vgl. Seite 4) über den Ursprung der Spaltneutronen nicht voll bestätigen [20–24]. Wie MILTON [25, 26] und FRASER und MILTON [27] zusammenfassend feststellen, können aufgrund dieser Messungen nicht mehr als 90% der Postfission-Neutronen aus den voll beschleunigten Fragmenten stammen. Die verbleibenden 10%, die sogenannten Scission-Neutronen, müssten unmittelbar im Augen-

blick der Trennung emittiert werden, also bevor die Coulomb-Abstossung die beiden Fragmente auf Endgeschwindigkeit beschleunigt. Die Kleinheit des möglichen Anteiles an Scission-Neutronen berechtigt jedoch die Anwendung der Beziehungen (11) und (12).



Figur 5

Fragment-Neutronen-Spektrum. Vergleich des dreikomponentigen Spektrums (6) mit einer Terrell-Verteilung (8).

2.3. *Verdampfungsneutronen*

Das statistische Modell [15, 16] liefert für die Energieverteilung der inelastischen Neutronen die Relation:

$$N(E)\,dE = \sigma_i(E)\,E\,\varrho(E^*)\,dE\,, \tag{13}$$

wobei $\sigma_i(E)$ den Querschnitt der inversen Reaktion, E die Energie des Neutrons und $\varrho(E^*)$ die Niveaudichte des Target-Kernes bei der Anregungsenergie E^* bedeuten. Beziehungen für die Niveaudichte wurden unter einer Vielfalt von Annahmen berechnet [28, 29]. In den meisten Fällen dient als Grundlage das Fermi-Gas-Modell. Die am häufigsten verwendeten Beziehungen sind:

$$\varrho(E^*) \propto \exp\left[2\sqrt{a\,E^*}\right] \tag{14a}$$

$$\varrho(E^*) \propto E^{*-2} \exp\left[2\sqrt{a'\,E^*}\right] \tag{14b}$$

$$\varrho(E^*) \propto E^{*-3/2} \exp\left[2\sqrt{a''\,E^*}\right] \tag{14c}$$

a, a' und a'' bezeichnet man als Niveaudichte- oder Fermi-Gas-Koeffizienten.

In Analogie zur statistischen Mechanik definiert man die Temperatur eines Kernes bei der Anregungsenergie E^* mit der Beziehung:

$$\frac{1}{T} = \frac{d}{dE^*} \ln \varrho(E^*) . \tag{15}$$

Eine brauchbare Näherung für den Verlauf der Niveaudichte $\varrho(E^*)$ erhält man nach Weisskopf [15, 16] durch die Annahme einer linearen Abhängigkeit der Entropie von der Anregungsenergie E^*. Es ergibt sich in diesem Falle:

$$\varrho(E^*) = \text{konst} \exp(E^*/T) . \tag{16}$$

Bei der inelastischen Streuung von Neutronen an schweren Kernen gilt $E^* = E_n - E$, wobei E_n die Energie der einfallenden Neutronen bezeichnet. Damit erhält (16) folgende Form:

$$\varrho(E) \propto \exp(-E/T)$$

und mit (13) ergibt sich für das Spektrum der inelastisch gestreuten Neutronen

$$N(E) = \text{konst}\, E\, \sigma_i(E) \exp(-E/T) . \tag{17}$$

Bei konstantem $\sigma_i(E)$ erhält man eine zum Verdampfungsspektrum von Molekülen aus einer Flüssigkeitsoberfläche analoge Beziehung. Diese spektrale Verteilung gilt nur für einen beschränkten Energiebereich unterhalb der $(n, 2n)$-Schwelle.

Berücksichtigt man nach Newton [30] die Paarungskorrekturen, so tritt anstelle der effektiven Anregungsenergie E^* die Energie U:

$$U = E^* + P(Z) + P(N) . \tag{18}$$

Die Paarungskorrekturen $P(Z)$ für Protonen und $P(N)$ für Neutronen sind in der Arbeit von Cameron [31] tabelliert. Damit ergeben sich für die Niveaudichtekoeffizienten die Relationen:

$$a_p = \frac{U}{T^2} \tag{19a}$$

$$a'_p = U \left(\frac{1}{T} + \frac{2}{U}\right)^2 \tag{19b}$$

$$a''_p = U \left(\frac{1}{T} + \frac{3}{2U}\right)^2 \tag{19c}$$

In der nachfolgenden Analyse der experimentellen Ergebnisse dieser Arbeit verwenden wir ausschliesslich die Darstellung (19b) für den Niveaudichteparameter a'_p.

Bei höheren Neutronenenergien treten zur inelastischen Streuung der Neutronen noch die $(n, 2n)$- und $(n, 3n)$-Reaktionen in Konkurrenz. Le Couteur und Lang [32, 33] erhalten unter Verwendung von (19a) und einer zu (19b) ähnlichen Zustandsgleichung für das Neutronenspektrum einer solchen Verdampfungskaskade:

$$N(E) = \text{konst}\, \sigma_i(E)\, E^{5/11} \exp\left(-\frac{12}{11}\frac{E}{T}\right) , \tag{20}$$

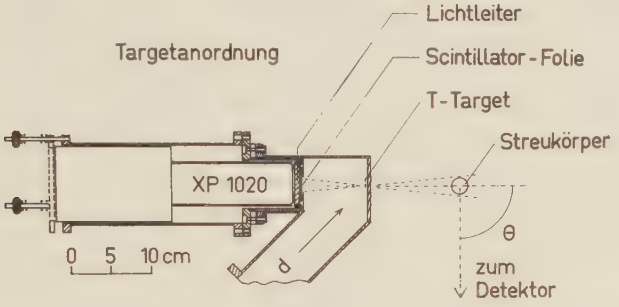
wobei T die Kerntemperatur des Targetkernes bedeutet.

3. Apparative Hilfsmittel

Die zu untersuchenden Elemente Uran und Thorium wurden mit 14,7-MeV-Neutronen bestrahlt. Die Messung der Neutronenspektren erfolgte mit Hilfe einer Flugzeitanlage nach dem Prinzip der Begleitpartikelmethode.

3.1. *Experimentelle Anordnung*

Deuteronen werden auf 150 keV beschleunigt und treffen auf ein 45° zur Flugrichtung geneigtes Titan-Tritium-Target (90 μg/cm², Tritium-Aktivität pro cm² rund 0,075 Ci). Eine Blende begrenzt die bestrahlte Targetfläche auf einen Durchmesser von 3 mm. Die aus der $T(d, n)^4He$-Reaktion stammenden α-Teilchen, die das Target unter einem Winkel von 135° zur Flugrichtung der Deuteronen verlassen, treffen durch eine Blende auf eine $5 \cdot 10^{-2}$ mm dicke Naton 136 Szintillatorfolie[4]) (vgl. Figur 6). Diese ist mit Araldit auf einen Lichtleiter aus Perspex geklebt, der zugleich als Vakuumabschluss dient. Eine 320 μg/cm² dicke, auf die Szintillatorfolie aufgedampfte Aluminiumschicht verhindert das Eindringen von gestreuten Deuteronen.



Figur 6

Aufbau der Targetanordnung. Die Detektion der Begleit-α-Partikel erfolgt mit Hilfe eines Philips XP 1020 Photomultipliers.

Die mit den α-Teilchen koinzidenten Neutronen liegen innerhalb eines bestimmten Konus. Der Winkel zwischen der Achse dieses Kegels und der Flugrichtung der Deuteronen beträgt 39°. Daraus ergibt sich für diese Neutronen eine Energie [34, 35] von (14,7 $\pm$ 0,1) MeV.

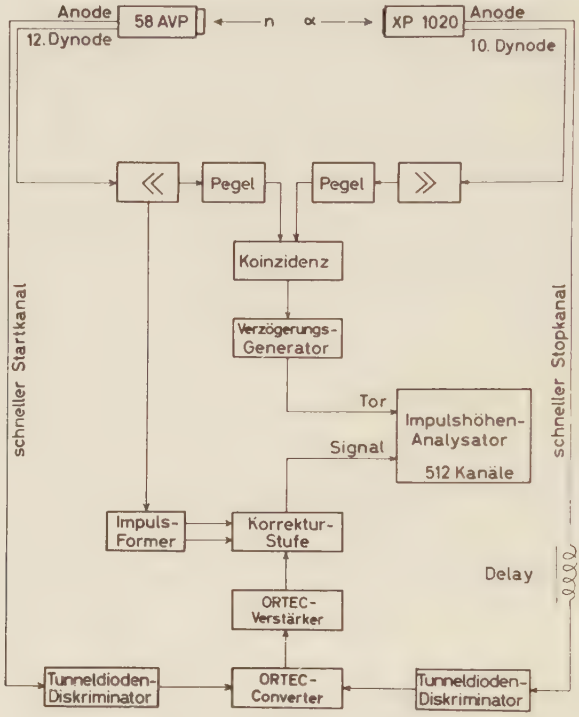
Ein Philips-Multiplier des Typs 58 AVP mit einem zylinderförmigen Szintillator (Naton 136, $\times$ 10 cm, Dicke 12 mm), in einem Abstand von 150 cm, detektiert unter einem Winkel θ die vom untersuchten Nuklid ausgesandten Neutronen und γ-Quanten. Der Szintillator ist zur Verbesserung der Reflexionseigenschaften mit mehreren Schichten Titandioxyd[5]) belegt. Ein Eisenkonus (30 cm Länge) schirmt den Detektor vor den direkten Neutronen ab. Zur Verminderung des γ-Untergrundes dient ein Bleigehäuse.

3.2. *Flugzeitanalysator*

Das Blockschema des Flugzeitspektrometers ist aus Figur 7 ersichtlich. Die Anlage setzt sich aus einem schnellen Zeitinformationskanal und einem linearen, langsamen

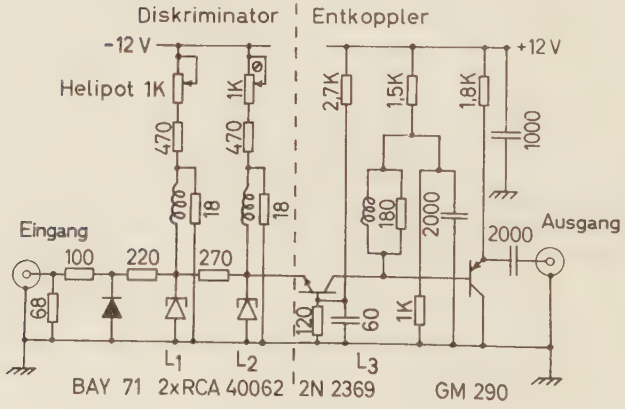
[4]) Lieferant: Nash-Thompson, Inc., Grossbritannien.
[5]) Lieferant: Nuclear Enterprises Ltd., Grossbritannien.

Seitenkanal zur Festlegung der beiden Energiepegel zusammen. Das Schaltschema der Tunneldiodendiskriminatoren ist in Figur 8 wiedergegeben. Die amplitudenabhängige Zeitverschiebung des Startsignals wird mit Hilfe einer Korrekturstufe kompensiert [36]. Der Verzögerungsgenerator hat die Funktion, ein logisches Ein-



Figur 7

Blockschema des Flugzeitanalysators.

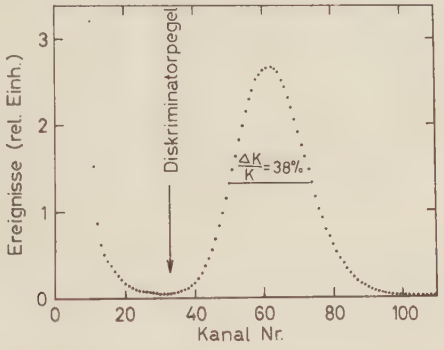


Figur 8

Schaltschema der Tunneldioden-Diskriminatoren.

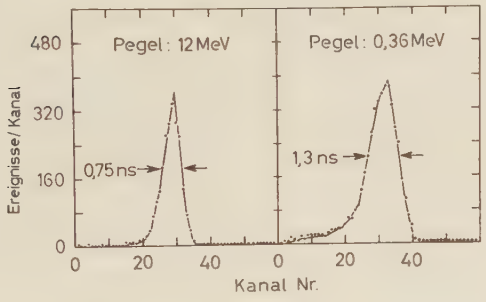
gangssignal um einen kontinuierlich einstellbaren Wert zwischen 80 ns und 10 μs zu verzögern. Damit erreicht man ein zeitlich richtiges Eintreffen des Referenzsignales am Analysator.

Figur 9 zeigt ein Impulshöhenspektrum der α-Teilchen des langsamen Stopkanales. Die Verteilung besitzt eine relative Halbwertsbreite von 38%. Die α-Impulse sind eindeutig vom Untergrund getrennt, so dass die Einstellung des Diskriminatorpegels keinerlei Schwierigkeiten bereitet.



Figur 9

Impulshöhenspektrum des langsamen Stopkanales.

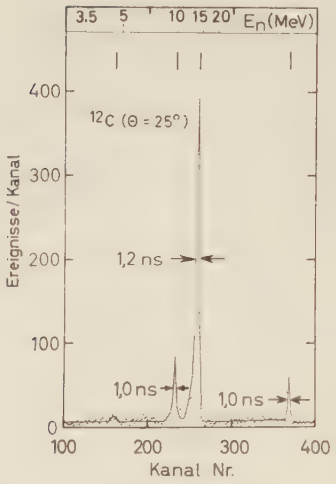


Figur 10

Flugzeitspektren der 14,7 MeV-Neutronen. Flugweg: 150 cm. Messdauer: Bei einer Einstellung des Pegels auf 12 MeV 10 Minuten, bei einer solchen von 0,36 MeV 2 Minuten. Die angegebenen Pegeleinstellungen entsprechen der minimalen, nachgewiesenen Protonenenergie.
Ohne Amplitudenkorrektur erhält man bei einer Startpegeleinstellung von ebenfalls 0,36 MeV eine Halbwertsbreite von 2,8 ns.

Die Ermittlung der totalen Auflösungszeit des Flugzeitspektrometers erfolgte durch die Messung des Flugzeitspektrums der 14,7 MeV-Neutronen. Zwei solche Spektren sind in Figur 10 dargestellt. Die optimale Einstellung der Korrekturstufe erfolgt mit Hilfe dieser Spektren.

Der Pegel der Tunneldiodendiskriminatoren ist auf eine ca. 5mal kleinere Energie als der entsprechende langsame Pegel eingestellt. Die Stabilität über einen längeren Zeitbereich haben wir anhand der Streuung von 14,7 MeV-Neutronen an Kohlenstoff geprüft. Ein entsprechendes Flugzeitspektrum zeigt Figur 11.



Figur 11

Streuung von 14,7 MeV-Neutronen an ^{12}C (Graphitstreukörper). Flugweg 200 cm. Zeitdauer $7^1/_2$ Stunden. Startpegel: 3 MeV. Je zwei Kanäle sind zusammengefasst worden. Streuwinkel $\theta = 25°$. Unterhalb der Energieskala sind die Stellen angegeben, wo die γ-Quanten, die elastisch sowie die inelastisch ($Q = -4{,}433$ MeV und $Q = -9{,}629$ MeV) gestreuten Neutronen zu erwarten sind.

3.3. *Ansprechwahrscheinlichkeit des Neutronendetektors*

Die relative Ansprechwahrscheinlichkeit des Neutronendetektors wurde im Energiebereich von 360 keV bis zu 13 MeV ermittelt. Im besonders wichtigen Gebiet zwischen 0,6 MeV und 2 MeV gelangten zwei unabhängige Messungen zur Anwendung.

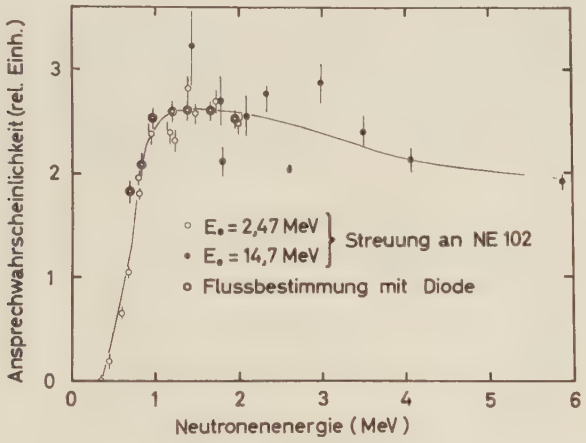
Bei der ersten wurden 14,7 MeV- und 2,47 MeV-Neutronen an Wasserstoff elastisch gestreut [2, 3]. Als Streukörper dient ein zylindrischer NE 102-Szintillator (Radius 7 mm, Höhe 50 mm, mit Titandioxyd belegt). Sowohl der Primärstrahl als auch der Fluss der gestreuten Neutronen erleiden im NE 102-Szintillator eine Abschwächung. Eine numerische Auswertung ergab als Extremwerte für die Abschwächungsfaktoren 1,06 ($E_n = 14{,}7$ MeV, Streuwinkel 30°) und 1,27 ($E_n = 2{,}47$ MeV, Streuwinkel 57°). Die Anisotropie der Winkelverteilung der n, p-Streuung wurde einbezogen [37–39].

Die mit dieser Methode bestimmten Ansprechwahrscheinlichkeiten sind in Figur 12 eingezeichnet. Die beiden Messreihen mit den primären Neutronen von 14,7 MeV (T(d, n)^{4}He-Reaktion) bzw. 2,47 MeV (D(d, n)^{3}He-Reaktion) sind nach dem Prinzip der kleinsten quadratischen Abweichung im gemeinsamen Bereich von 1,4 MeV bis 2,0 MeV aufeinander angepasst.

Die zweite Methode basiert auf einer absoluten Neutronenflussbestimmung nach Seitz und Huber [40]. Anstelle der Ionisationskammer registriert eine 100 mm^2 Si-Diode die Rückstossprotonen[6]). Diese Ergebnisse sind ebenfalls in Figur 12 eingezeichnet. Die Anpassung an die Werte der ersten Methode erfolgte im Maximum der Kurve. Bei der Analyse der Spektren von Uran und Thorium wurde nur das Gebiet oberhalb ca. 750 keV berücksichtigt.

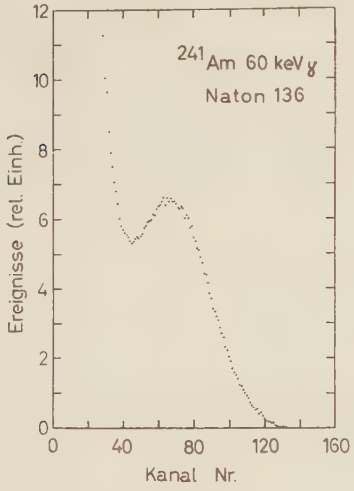
[6]) Eine Mitteilung erscheint demnächst in den Nuclear Instr. and Methods.

Eine wesentliche Rolle spielt die Einstellung des Pegels des langsamen Startkanales bzw. die Möglichkeit, denselben fortlaufend auf einfache Weise überprüfen zu können. Als günstige Kontrollmethode erweist sich das γ-Spektrum von ^{241}Am. Infolge der niederen Energie (60 keV) der wichtigsten γ-Linie, die mit einer Häufigkeit von 93% auftritt, hebt sich die Photospitze eindeutig ab (vgl. Figur 13). Die Diskriminatorenergie des langsamen Startkanales lässt sich damit als Verhältnis p zur Energie dieser Photolinie angeben. In der vorliegenden Arbeit beträgt die Pegeleinstellung $p = 0{,}86$. Dies entspricht einer Protonenenergie von 360 keV, falls die durch



Figur 12

Ansprechwahrscheinlichkeit des Neutronendetektors.



Figur 13

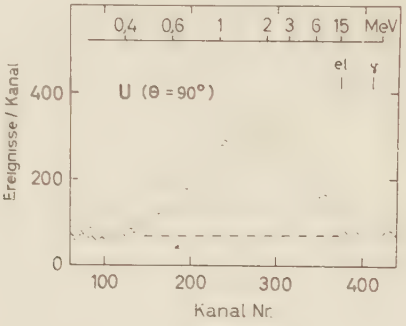
Impulshöhenspektrum von ^{241}Am im langsamen Startkanal zur Einstellung und Kontrolle des Pegels. Die Verteilung ist die Differenz einer Messung mit und einer solchen ohne Quelle. Diese befand sich in der Mitte auf dem Szintillator. Dauer einer Messung: je 1 Stunde.

GETTNER und SELOVE 41 aufgenommenen Lichtausbeutekurven von NE 102 auch für Naton 136 Gültigkeit besitzen. Die Reproduzierbarkeit des Verhältnisses ist besser als 5%.

4. Messungen

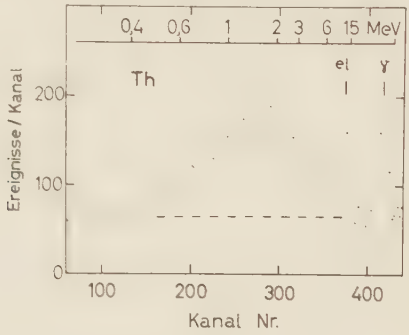
Eine Einzelmessung dauerte 12 bis 15 Stunden. Da der homogene Untergrund einer solchen Flugzeitmessung quadratisch mit der Neutronenquellstärke ansteigt, wurde bei einem Targetstrom von nur ungefähr 0,1 μA gearbeitet. Als mittlere Stosszahlen über den Pegeln in den langsamen Kanälen ergaben sich rund $1{,}5 \cdot 10^4$/s auf der Stop- und 10^2/s auf der Startseite.

Bei Uran wurden Flugzeitspektren bei Streuwinkeln von 60°, 90° und 135° aufgenommen. Als Streukörper dienten 3 Zylinder mit den Abmessungen $d = 20$ mm, $h = 50$ mm; $d = 25$ mm, $h = 50$ mm; $d = 30$ mm, $h = 58$ mm und ein Quader der Grösse 40 mm × 60 mm × 60 mm. Messungen ohne Streukörper zeigten im Flugzeitspektrum eine homogene Verteilung des Untergrundes.



Figur 14

Flugzeitspektrum bei Bestrahlung von Uran mit 14,7 MeV-Neutronen. Streuwinkel $\theta = 90°$. Messdauer 12 Stunden. Es sind immer zwei Kanäle zusammengefasst worden. Die gestrichelte Linie deutet den Anteil des Untergrundes an.



Figur 15

Flugzeitspektrum bei Bestrahlung von Thorium mit 14,7 MeV-Neutronen. Streuwinkel $\theta = 90°$. Messdauer 13 Stunden. Es sind immer zwei Kanäle zusammengefasst worden. Die gestrichelte Linie deutet den Anteil des Untergrundes an.

Im Falle des Thoriums wurden die Winkel 60°, 90° und 120° gewählt. Der zylindrische Streukörper wies einen Durchmesser von 30 mm und eine Höhe von 60 mm auf.

In den Figuren 14 und 15 ist je ein Beispiel eines Flugzeitspektrums von Uran und Thorium wiedergegeben. Man erkennt die γ-Linie, die Linie der elastisch gestreuten Neutronen sowie zwischen 0,4 MeV und ungefähr 10 MeV das Spektrum der Fragment- und Verdampfungsneutronen.

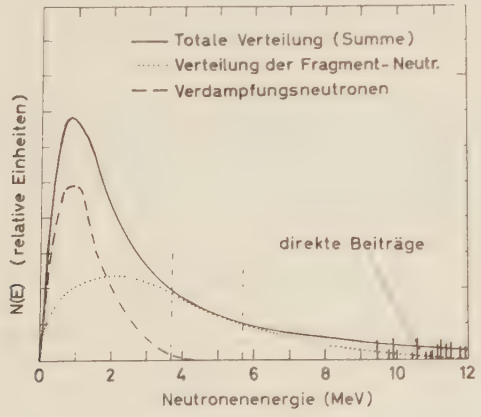
5. Auswertung der Messungen

Die Auswertung der Messungen geschah in folgenden Schritten:

Subtraktion des homogenen Untergrundes;
Umrechnung des Flugzeitspektrums in eine Energieverteilung;
Einbeziehung der Ansprechwahrscheinlichkeit des Neutronendetektors;
Korrektur auf Mehrfachwechselwirkungen;
Subtraktion der Fragmentneutronen.

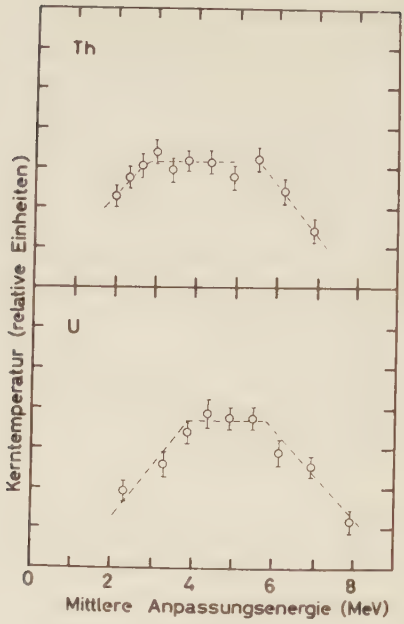
Die Ausführung des letzten Schrittes beruht auf folgendem Prinzip: Man sucht ein Energiegebiet, bei welchem das Spektrum einzig aus dem Beitrag der Fragmentneutronen besteht. In diesem Intervall lässt sich die bekannte Verteilung der Fragmentneutronen (siehe die Beziehungen (11) und (12)) an das experimentelle Spektrum anpassen. Die schematische Darstellung in Figur 16 weist auf die Probleme hin, die sich dabei ergeben: Der gesuchte Anpassungsbereich wird nach unten durch den Verdampfungsanteil, nach oben durch den Ausläufer der direkten, inelastischen Beiträge begrenzt. Um dieses Gebiet aufgrund des gemessenen Spektrums zu finden, wurde die Abhängigkeit der Kerntemperatur T vom gewählten Anpassungsbereich ermittelt.

Figur 17 zeigt das Resultat dieser Untersuchung. Bei beiden Elementen ist klar erkennbar, dass in einem bestimmten Energieintervall die Kerntemperatur unabhängig vom Anpassungsbereich bleibt.



Figur 16

Schematische Darstellung der Zusammensetzung des gemessenen, totalen Spektrums. Das Gebiet zwischen den gestrichelt gezeichneten Vertikalen eignet sich zur Anpassung des Fragment-Neutronen-Spektrums.



Figur 17

Einfluss der Anpassungsstelle auf die Auswertung.

Die Analyse des Differenzspektrums erfolgt nach der Theorie von LANG und LE COUTEUR. In Figur 18 ist der Ausdruck $\ln \{N(E)/E^{5/11} \cdot \sigma_i(E)\}$ gegen E aufgetragen. Aus der Steigung der resultierenden Geraden $m = -(12/11)\,(1/T)$ ergibt sich die Temperatur des Targetkernes.

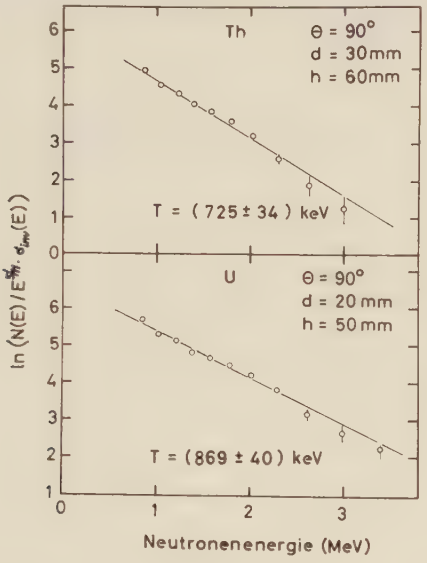
Für den Querschnitt $\sigma_i(E)$ wurde der nach dem optischen Modell berechnete Absorptionsquerschnitt von PEREY und BUCK [42] verwendet. Da dies Daten für den Grundzustand des Targetkernes sind, handelt es sich also um Näherungswerte.

Tabelle 1

Experimentell bestimmte Kerntemperaturen für Uran und Thorium.
Die angegebenen Fehler enthalten nur die statistischen Abweichungen.

Nuklid	Geometrie des Streukörpers Ø in mm	Höhe in mm	Streuwinkel	T in keV	T in keV Mittelwerte
^{238}U	20	50	60°	735 ± 60	
	20	50	90°	869 ± 40	
	25	50	90°	827 ± 50	
	30	58	90°	776 ± 50	845 ± 25
	40 × 60 × 60		90°	896 ± 54	
	20	50	135°	785 ± 85	
^{232}Th	30	60	60°	626 ± 30	
	30	60	90°	725 ± 34	716 ± 34
	30	60	120°	702 ± 50	

Zu den in Tabelle 1 angegebenen Fehlern kommt noch ein Beitrag von 7% - 8% durch die Unsicherheit der Ansprechwahrscheinlichkeit des Neutronendetektors. Die statistischen Schwankungen der Messpunkte innerhalb des Anpassungsbereiches führen zu einer weiteren Unsicherheit. Rechnungen mit verschiedenen Anpassungsfaktoren für die Terrell-Verteilung liefern für diesen Fehler 2%.



Figur 18

Analyse der Verdampfungsspektren nach LANG und LE COUTEUR. Die angegebenen Fehler sind nur statistischen Ursprungs. Die eingezeichnete Gerade ist diejenige mit minimaler quadratischer Abweichung.

Damit ergeben sich die Kerntemperaturen:

$$^{238}U: \quad T = (850 \pm 80) \text{ keV} ,$$

$$^{232}Th: \quad T = (720 \pm 70) \text{ keV} .$$

Mit Hilfe der Beziehungen (18) und (19b) lässt sich nun der Niveaudichtekoeffizient a'_p berechnen. Die mittlere Anregungsenergie U des Targetkernes nach der Neutronenemission ist gegeben durch:

$$U = E_n - 2\,T + P(Z) + P(N) . \tag{21}$$

Die Paarungskorrekturen $P(Z)$ und $P(N)$ haben die Werte [34]

$$^{232}Th: \quad P(Z) = -0{,}80 \text{ MeV}, \; P(N) = -0{,}64 \text{ MeV} ,$$

$$^{238}U: \quad P(Z) = -0{,}81 \text{ MeV}, \; P(N) = -0{,}55 \text{ MeV} .$$

Daraus ergeben sich die Niveaudichtekoeffizienten:

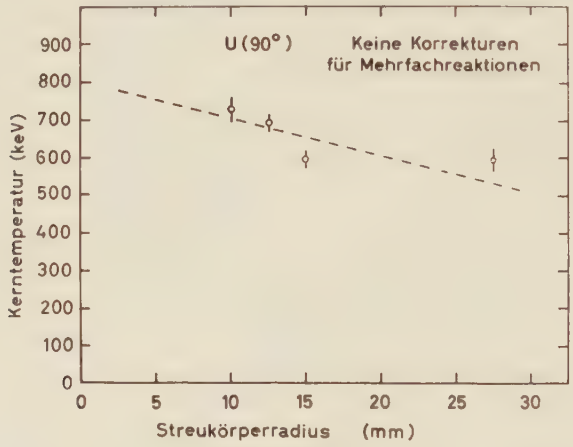
$$^{232}Th: \quad a'_p = (27{,}2 \pm 4{,}9) \text{ MeV}^{-1} ,$$

$$^{238}U: \quad a'_p = (20{,}5 \pm 3{,}7) \text{ MeV}^{-1} .$$

6. Diskussion

6.1. *Einige Bemerkungen zur Auswertung*

Die verschiedenen Ergebnisse für die Kerntemperaturen (siehe Tabelle 1) weichen innerhalb der statistischen Unsicherheiten im allgemeinen nicht voneinander ab. Bei 60° ergeben sich etwas kleinere Werte. Dies könnte auf den stärkeren Einfluss der direkten Beiträge zurückgeführt werden. Bei der Berechnung des Mittelwertes wurden deshalb diese Daten nicht verwendet.



Figur 19

Einfluss des Streukörperradius auf die scheinbare Kerntemperatur.

Aus dem Verlauf des Korrekturfaktors $C(E)$ in Funktion der Energie E (siehe Anhang Figuren 25 und 26) erkennt man den Einfluss der Mehrfachreaktionen auf die Form des Spektrums. Besonders im Energiegebiet zwischen 0,7 MeV und ungefähr 1,5 MeV erhält das Spektrum bei endlicher Streukörpergeometrie einen wesentlich andern Verlauf. In diesem Intervall liegt der grösste Teil der detektierten Verdampfungsneutronen. Um den Einfluss dieser Korrektur zu untersuchen, haben wir die Messungen ohne diese Korrektur, d.h. mit $C(E) \equiv 1$ ausgewertet. Tabelle 2 gibt die Resultate für $\theta = 90°$ für verschiedene Streukörperdurchmesser an. In Figur 19 ist die unkorrigierte Kerntemperatur in Abhängigkeit des Streukörperradius aufgetragen.

Eine Extrapolation nach verschwindendem Radius liefert für T ungefähr 800 keV, was mit den auf Mehrfachreaktionen korrigierten Werten gut übereinstimmt.

6.2. *Vergleich mit andern Messungen*

In Tabelle 3 sind die bis 1967 vorliegenden Messungen der Kerntemperaturen von ^{238}U und ^{232}Th bei Neutronenenergien von ungefähr 14 MeV zusammengestellt. In Figur 20 findet man zusätzlich Kerntemperaturen bei niedrigeren Neutronenenergien eingetragen. Zamyatnin et al. [5] und Vasiley et al. [6, 10] stellten oberhalb einer bestimmten Grenzenergie das Neutronenspektrum durch eine Wattverteilung dar.

Tabelle 2

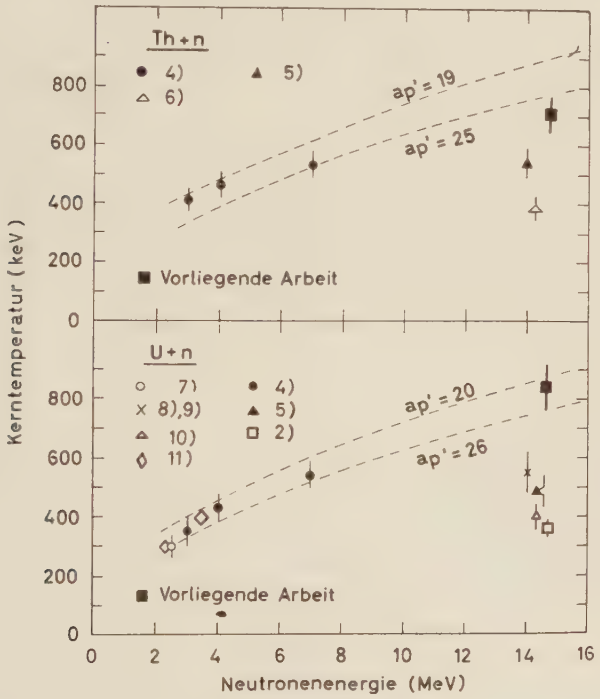
Einfluss der Mehrfachreaktionen auf T für $\theta = 90°$.

Nuklid	Geometrie des Streukörpers		T in keV mit $C(E) \equiv 1$
	∅ in mm	Höhe in mm	
^{238}U	20	50	730
	25	50	693
	30	58	589
	55 [a])	60	594
^{232}Th	30	60	667

[a]) Bei dieser Berechnung wurde der Quader durch einen Zylinder mit dem Durchmesser 55,0 mm, Höhe 60 mm approximiert.

Dies geschah durch Variation des Parameters T_f (vgl. (1)). Die erwähnte Grenzenergie hingegen liegt bei den Experimenten an Uran ausserordentlich tief. Bei Thorium andererseits findet man einen im Vergleich zu unserer Arbeit höheren (ZAMYATNIN et al.) sowie einen tieferen (VASILEV et al. 1962) Wert. Nach Figur 17 ist verständlich, weshalb daraus tiefere Werte für die Kerntemperaturen resultieren.

HANNA und CLARKE gingen bei ihrer Auswertung von einem 3-komponentigen Terrell-Spektrum für die Fragmentneutronen aus. Bei bekannter absoluter Ansprech-



Figur 20

Abhängigkeit der Kerntemperatur von ^{232}Th und ^{238}U von der Neutroneneinschussenergie.

Tabelle 3

Zusammenstellung der gemessenen Kerntemperaturen von Uran und Thorium in der Umgebung von $E_n = 14$ MeV

Autoren Jahr	Methode Streukörpergrösse (cm)	Energiegebiet des ausgewerteten Neutronenspektrums	Substraktion des Spektrums der Fragmentneutronen	Analyse des Verdampfungsanteils	T in keV	Bemerkungen
ZAMYATNIN et al. [5] 1958	Kernspurplatten Hohlkugel umschliesst Neutronenquelle, Dicke der Wandung U: 1,8 bzw. 2,5, Th: 5,0	1 MeV bis 6,5 MeV	Als Wattverteilung: Anpassung bei 5,5 MeV für Th 3,0 MeV für U	Analyse nach WEISSKOPF: N(E) = const E exp (− E/T)	Th 540 ± 50 U 480 ± 50	
VASILEV et al. [10] 1960	Flugzeitmethode mit gepulster Quelle. Streukörper: Fissionkammer	0,3 MeV bis 5 MeV Von 1,5 MeV bis 5 MeV Ansprechwahrscheinlichkeit berechnet	Als Wattverteilung: Anpassung bei ~ 2,5 MeV	Wie oben	U 400 ± 40	Streuwinkel 15° Nur Fragment- und Prefissionneutronen werden registriert
VASILEV et al. [6] 1962	Wie VASILEV 1960	Wie VASILEV 1960	Wie VASILEV 1960	Wie oben	Th 380 ± 40	Wie VASILEV 1960
HANNA und CLARKE [8, 9] 1961	Flugzeitmessung mit Begleitpartikelmethode. U: 0,7 × 10 × 10	1,8 MeV bis 12 MeV Ansprechwahrscheinlichkeit absolut bestimmt	Als Terrell-Spektrum (bestehend aus 3 Summanden) «$\overline{N}_f$» = 2,10 gewählt. Anpassungsgebiet zwischen 4,5 MeV und 6 MeV	Wie oben	U 550 ± 70	Analysator mit nur 35 Kanälen; Ab 6 MeV direktes Spektrum bemerkbar
POPPELBAUM et al. [2] 1962	Flugzeitmethode mit gepulster Quelle. U: 4 × 6 × 6	0,8 MeV bis 2,5 MeV	Terrell-Spektrum (bestehend aus 3 Summanden)	Nach LANG und LE COUTEUR: N(E) = const $E^{5/11}$ exp (− 12/11 E/T)	U 360 ± 20	
Vorliegende Arbeit 1967	Flugzeitmessung mit Begleitpartikelmethode Th: ⌀ 3,0 Höhe 6,0 U: ⌀ 2,0 Höhe 5,0 ⌀ 2,5 Höhe 5,0 ⌀ 3,0 Höhe 5,8 4 × 6 × 6	0,75 MeV bis 13 MeV	Einfaches Terrell-Spektrum Anpassungsgebiet für Th: 3,4 MeV bis 5,0 MeV U: 4,0 MeV bis 5,5 MeV	Wie POPPELBAUM et al.	Th 720 ± 70 U 850 ± 80	

wahrscheinlichkeit des Neutronendetektors war es diesen Autoren möglich, den Anteil des postfission-Spektrums und damit die mittlere Anzahl von Fragmentneutronen pro Spaltung aus den experimentellen Daten zu ermitteln. Der auf diese Weise erhaltene Wert von $\langle \bar{N}_f \rangle = 2{,}1$ liegt jedoch wesentlich tiefer als man ihn bei 14,1 MeV auf Grund der einzelnen Spaltquerschnitte erwarten würde (3,64). Diese Diskrepanz dürfte sich kaum durch die Annahme von Scission-Neutronen erklären lassen. POPPELBAUM et al. verwenden ebenfalls ein aus drei Komponenten bestehendes Terrell-Spektrum. Die Anpassung dieser Verteilung erfolgt zwischen ungefähr 2 und 2,5 MeV. Es ist deshalb auch zu verstehen, weshalb aus dieser Analyse eine so tiefe Kerntemperatur resultiert (vgl. Figur 17). POPPELBAUM et al. analysieren ihre Daten nach LANG und LE COUTEUR. Die andern Autoren benutzen die Weisskopf-Verteilung, was nur unterhalb der $(n, 2n)$-Schwelle korrekt ist. Bei Neutroneneinschussenergien von 14 MeV ist jedoch bei Uran und Thorium diese Schwelle überschritten.

In Tabelle 4 sind die prozentualen Anteile der Wirkungsquerschnitte für die einzelnen Reaktionsstufen aufgeführt. Daraus ist ersichtlich, dass die zweite und dritte Stufe ganz wesentliche Beiträge zum Neutronenspektrum liefern, was die Anwendung einer Weisskopf-Verteilung nicht zulässt. Die obige Diskussion ergibt, dass der für die Kerntemperatur ermittelte Wert ganz wesentlich von der Subtraktion des Spektrums der Fragmentneutronen abhängt. Eine korrekte Anpassung liefert eine befriedigende Übereinstimmung zwischen Theorie und Experiment.

Tabelle 4

Gewicht der einzelnen Verdampfungsstufen.

Gewicht bei Berücksichtigung aller Prozesse:			Gewicht bei Berücksichtigung von Spaltprozessen allein:	
Uran				
1. Stufe	$\sigma_{n,n'f}+\sigma_{n,2nf}+\sigma_{n,n'}+\sigma_{n,2n}+\sigma_{n,3n}$	46%	$\sigma_{n,n'f}+\sigma_{n,2nf}$	66%
2. Stufe	$\sigma_{n,2nf}+\sigma_{n,2n}+\sigma_{n,3n}$	35%	$\sigma_{n,2nf}$	34%
3. Stufe	$\sigma_{n,3n}$	19%	–	–
Thorium				
1. Stufe	$\sigma_{n,n'f}+\sigma_{n,2nf}+\sigma_{n,n'}+\sigma_{n,2n}+\sigma_{n,3n}$	44%	$\sigma_{n,n'f}+\sigma_{n,2nf}$	56%
2. Stufe	$\sigma_{n,2nf}+\sigma_{n,2n}+\sigma_{n,3n}$	41%	$\sigma_{n,2nf}$	44%
3. Stufe	$\sigma_{n,3n}$	15%	–	–

6.3. *Vergleich der Niveaudichtekoeffizienten mit Ergebnissen anderer Autoren*

Eine Zusammenstellung von Arbeiten, die sich mit dem Verlauf des Niveaudichtekoeffizienten a in Funktion der Massenzahl A befassen, hat CINDRO [43] gegeben. Viele Ergebnisse sind in guter Übereinstimmung mit der Theorie von NEWTON [30]. Newton erhielt für den Mittelwert der Einteilchenzustandsdichte $\bar{g}$ in der Umgebung der Fermienergie für ein Neutron-Proton-Gas:

$$\bar{g}(N, Z) = \text{konst}\ (\bar{j}_N + \bar{j}_Z + 1)\ A^{2/3}\,. \tag{22}$$

Dabei bedeuten $\bar{j}_N$ und $\bar{j}_Z$ die Drehimpulsmittelwerte der Neutronen- und Protonenzustände des Schalenmodells in der Nähe der Fermienergie. Durch Anpassung an

Resonanzdaten langsamer Neutronen erhielt Newton für die in obiger Relation auftretende Konstante den Wert:

$$\text{konst} = 0{,}0377\,,$$

und damit für den Niveaudichtekoeffizienten ($a = \pi^2/6\,\bar{g}$):

$$a = 2\,\alpha\,(\bar{j}_N + \bar{j}_Z + 1)\,A^{2/3} \tag{23}$$

mit:

$$2\,\alpha = 0{,}062\,.$$

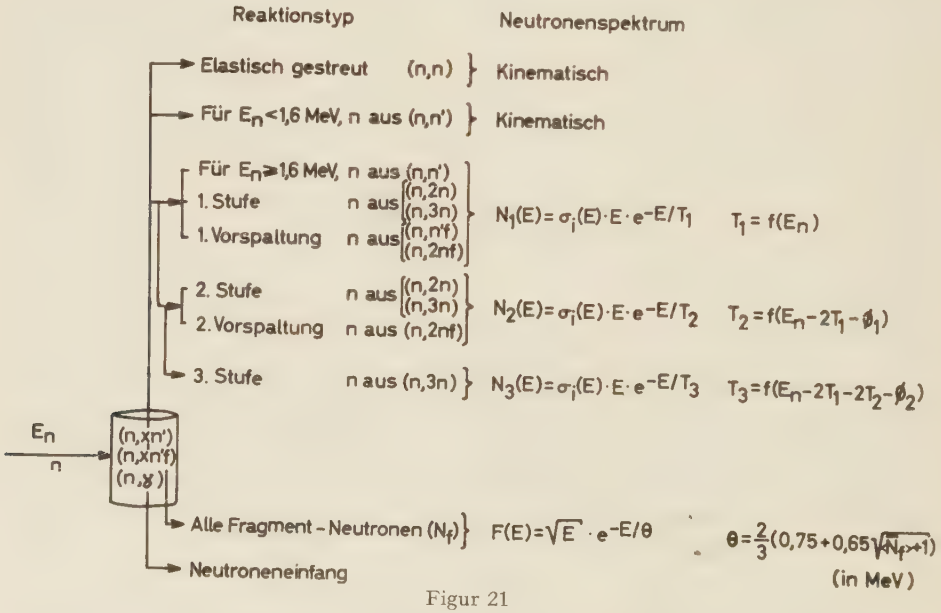
Durch Anpassung an Neutronenresonanz-, (n, p)- und (n, α)-Daten ermittelte Lang [44] für $2\,\alpha$ einen Wert von 0,075. Aus unseren Niveaudichtekoeffizienten a'_p für ^{232}Th und ^{238}U ergibt sich ein mittlerer Anpassungsfaktor von $2\,\alpha = 0{,}057 \pm 0{,}010$, in guter Übereinstimmung mit Newton [30] und Batchelor et al. [4], jedoch wesentlich tiefer als der von Thomson [45] angegebene Wert ($2\,\alpha = 0{,}102$).

Anhang

1. *Physikalische Grundlagen und Modell des Monte-Carlo-Programms zur Bestimmung der Mehrfachreaktionskorrektur*

Um den Einfluss der Mehrfachwechselwirkung auf das Neutronenspektrum bei endlichem Streukörper zu untersuchen, wurde ein Computerprogramm ausgearbeitet. Dieses ist wie folgt aufgebaut: Das Verhalten jedes einzelnen Neutrons wird nach der Monte-Carlo-Methode verfolgt. Die maximale Zahl von Wechselwirkungen ist frei wählbar. Die Zahl der Neutronen, die fünf oder mehr Wechselwirkungen erleiden, ergab sich zu ungefähr 1%, so dass wir uns mit fünf bei kleinen und sechs bei grösseren Streukörpern begnügen konnten.

Für jedes der beiden untersuchten Elemente wurden alle Querschnitte[7]) von neutronenproduzierenden Reaktionen, die Sekundärneutronen im Energiebereich von 0,3 MeV bis 15 MeV



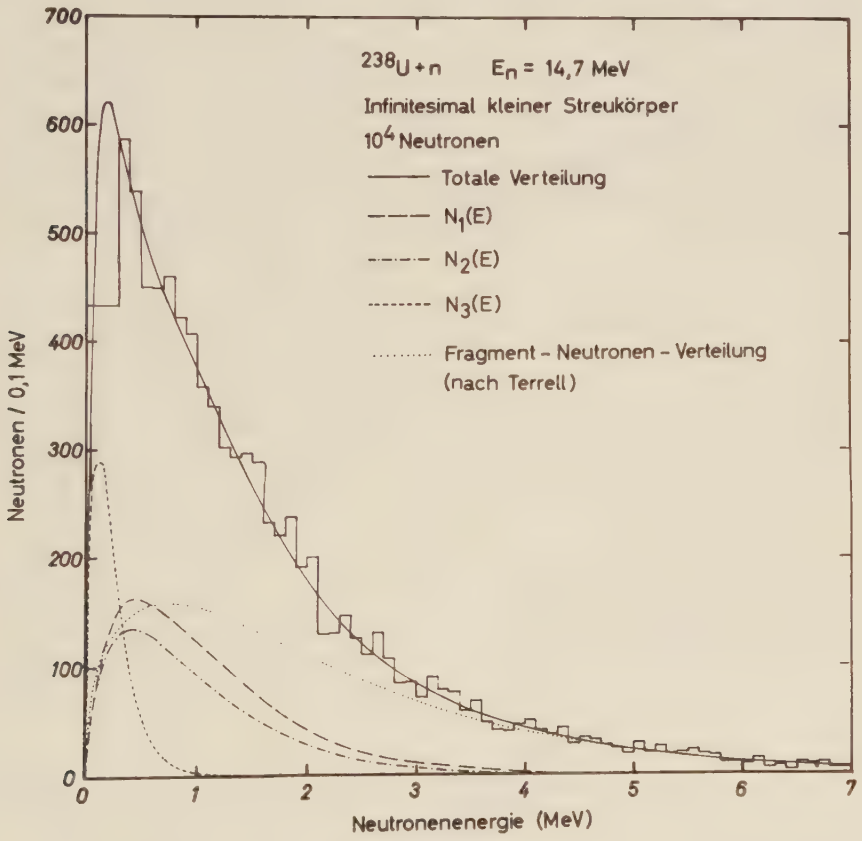
Figur 21

Beim Monte-Carlo-Programm verwendetes Modell.

[7]) Experimentelle Daten des Sigma-Centers Brookhaven.

auszulösen vermögen, sowie Neutroneneinfang berücksichtigt. Figur 21 illustriert die möglichen Reaktionsmechanismen wie auch die verwendeten Neutronenspektren. Bei allen Neutronenspektren wurde Isotropie vorausgesetzt, mit Ausnahme der elastischen Streuung, wo die gemessenen Winkelverteilungen eingesetzt wurden. Für inelastische Streuungen von Neutronen unterhalb 1,6 MeV findet das bekannte Niveauschema mit den partiellen, inelastischen Querschnitten Anwendung [4, 46].

Bei inelastischer Streuung oberhalb 1,6 MeV erfolgt die Wahl der Energie des Neutrons der 1. Stufe nach einer Weisskopf-Verteilung $N_1(E)$ (vgl. Gleichung (17)). Dabei ist die Kerntemperatur T_1 als von der Einschussenergie abhängig anzusehen. Den Verlauf dieser Funktion kann man in guter Näherung aus den bekannten Messungen (siehe Fig. 20) ableiten. Als Grundlage für die inversen Querschnitte dienen die Resultate aus optischen Modellrechnungen von Perey und Buck [42]. Auch die Energie der Neutronen der 2. Stufe berechnet das Programm nach einer Weisskopf-Verteilung. Bei der Bestimmung der Kerntemperatur T_2 muss die im Mittel bei der Emission eines Neutrons weggetragene Energie 2 T_1 und die Bindungsenergie ϕ_1 des ausgesandten Neutrons berücksichtigt werden. ϕ_1 enthält auch die Paarbildungskorrekturen. Analog dazu findet man das Spektrum $N_3(E)$ für die 3. Stufe der $(n, 3\,n)$-Reaktion.



Figur 22

Test des Monte-Carlo-Programmes an einem infinitesimal kleinen Streukörper. Ausgezogene Kurve: Direkt berechnete Summenverteilung der Neutronen-Modell-Spektren. Histogramm: Mit Hilfe des Monte-Carlo-Programmes ermittelte Verteilung (alle den Streukörper verlassenden Neutronen zwischen 300 keV und 15 MeV wurden in Gruppen von 100 keV Breite zusammengefasst).

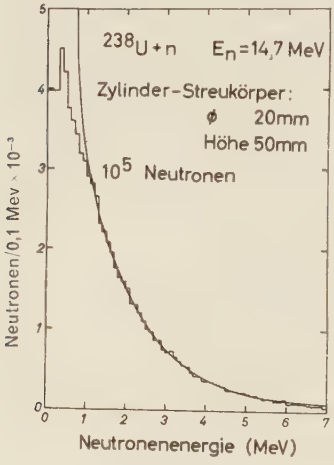
Im Falle einer Spaltung wird zunächst die Zahl der Fragmentneutronen N_f ermittelt. Sie bestimmt sich nach einer um $\langle \overline{N}_f \rangle$ symmetrischen Verteilung. Der Zusammenhang zwischen dieser Grösse und der mittleren Zahl $\bar{\nu}$ von Neutronen pro Spaltung findet man in der Beziehung (10). Die dabei verwendete Energieabhängigkeit von $\bar{\nu}$ ist in Figur 4 dargestellt. Die Bestimmung der Energie eines Fragmentneutrons erfolgt auf Grund der Terrell-Verteilung.

2. Ergebnisse des Monte-Carlo-Programms

Um das Programm zu prüfen, wurde für einen infinitesimal kleinen Streukörper das Spektrum berechnet und mit dem Computerresultat verglichen. Das Ergebnis für Uran ist aus Figur 22 ersichtlich.

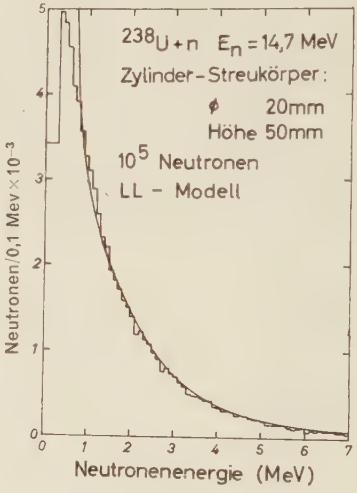
Das Histogramm zeigt das Resultat der Monte-Carlo Rechnung, die ausgezogene Kurve die Summenverteilung der Modell-Spektren und die andern vier Kurven zeigen die einzelnen Komponenten des totalen Spektrums. Man erkennt eine gute Übereinstimmung zwischen den beiden Rechnungen.

Der nächste Schritt bestand darin, die experimentell verwendeten Zylindergrössen zu berücksichtigen. Figur 23 ist ein Beispiel einer solchen Auswertung bei Berücksichtigung der Mehrfachwechselwirkung.



Figur 23

Totale Verteilung der Neutronen bei $E_n = 14{,}7$ MeV. Kurve: Experiment (90°). Histogramm: Monte-Carlo-Rechnung.



Figur 24

Totale Verteilung der Neutronen bei $E_n = 14{,}7$ MeV. Kurve: Experiment (90°). Histogramm: Monte-Carlo-Rechnung (Lang und Le Couteur-Modell für die inelastische Streuung).

Die Normierung erfolgte im Gebiete zwischen 1 MeV und 6 MeV. Die Abweichung unterhalb ungefähr 1 MeV ist vermutlich darauf zurückzuführen, dass eine Weisskopf-Verteilung nur eine grobe Näherung für das Spektrum der 3. Stufe darstellt.

Eine noch etwas bessere Übereinstimmung erhält man, wenn die Weisskopf-Verteilungen durch eine solche von Lang und Le Couteur ersetzt werden. Das Resultat dieser Rechnung ist in Figur 24 dargestellt. Man erkennt die Verbesserung unterhalb 1 MeV. Die Übereinstimmung zwischen den experimentellen Verteilungen und den Ergebnissen des Monte-Carlo-Programms ist recht gut.

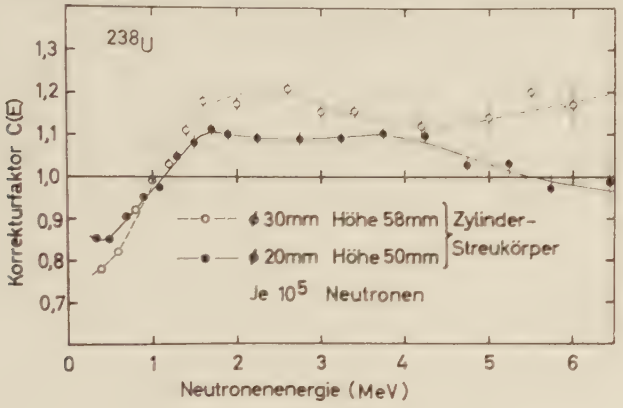
Die Umrechnung des mit einem endlichen Streukörper gemessenen Neutronenspektrums $N(E)$ auf dasjenige ohne Mehrfachstreuung $N_0(E)$ (infinitesimaler Streukörper) erfolgt mit Hilfe des Korrekturfaktors:

$$C(E) \equiv \frac{N_0(E)}{N(E)}. \tag{24}$$

Die Mehrfachkorrekturen für die beiden Modelle fallen praktisch zusammen. Bei der Auswertung der Messungen wurden für $C(E)$ die Resultate nach dem LANG und LE COUTEUR-Modell verwendet. Die Neutronenspektren in den vorderen und hinteren Halbraum waren zwischen 0,5 MeV und 7 MeV innerhalb der Statistik identisch. Bei der Bestimmung von $C(E)$ wurden deshalb die Neutronenspektren des vorderen und hinteren Halbraumes addiert.

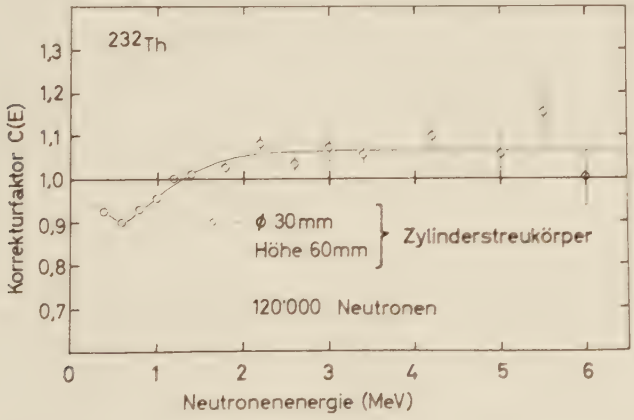
Dieser Prozess lieferte bereits nach drei Durchgängen praktisch denselben Wert für die Kerntemperatur wie denjenigen der Analyse der korrigierten Neutronenspektren.

Die Auswertung der gemessenen Spektren erfolgte nach dem Prinzip der sukzessiven Approximation, da der Wert der Kerntemperatur bei $E_n = 14{,}7$ MeV und somit auch die Abhängigkeit $T(E_n)$ nicht bekannt waren.



Figur 25

Korrekturfaktor $C(E)$ für ^{238}U bei einer Neutroneneinschussenergie von $E_n = 14{,}7$ MeV (LANG und LE COUTEUR-Modell für die inelastische Streuung).



Figur 26

Korrekturfaktor $C(E)$ für ^{232}Th bei $E_n = 14{,}7$ MeV (LANG und LE COUTEUR-Modell für die inelastische Streuung).

Verdankungen

Den Herren Professoren Dr. P. HUBER und Dr. R. WAGNER, unter deren Leitung diese Arbeit entstand, möchte ich für ihre dauernde Unterstützung und Beratung herzlich danken.

Herr Dr. Z LEWANDOWSKI hat die Konstruktion der Korrekturstufe übernommen und zusammen mit den Herren Dr. B. HOOP JR., ST. GAGNEUX und E. STEINER beim Aufbau und der Durchführung der Experimente tatkräftig mitgeholfen.

Frau M. SEILER-COSTER sowie Herrn Dr. B. HOOP JR. verdanke ich bestens das Monte-Carlo-Programm. Herr Dr. F. SEILER trug dabei mit seinen wertvollen Anregungen zum guten Gelingen bei.

Die Konstruktion der mechanischen Einrichtungen besorgte Herr H. WEYENETH, die Herstellung eines grossen Teiles der elektronischen Ausrüstung Herr F. ABT.

Die Uran-Streukörper lieferte freundlicherweise Herr Dr. R. MEIER (EIR Würenlingen), Herrn Dr. K. BUOB (EIR Würenlingen) verdanken wir das Sintern des Thorium-Zylinders.

Die Firma Control Data Corp. gestattete uns, auf den beiden Computern CDC 6600 und CDC 6400 am CERN verschiedene Rechnungen durchzuführen.

Die Durchführung dieser Arbeit wurde durch die finanzielle Unterstützung des Schweizerischen Nationalfonds ermöglicht.

Literaturverzeichnis

[1] P. NIKLAUS, P. HUBER und R. WAGNER, Helv. phys. Acta *34*, 520 (1961).
[2] C. POPPELBAUM, P. HUBER, Z. LEWANDOWSKI, R. PLATTNER und R. WAGNER, Helv. phys. Acta *35*, 753 (1962).
[3] R. PLATTNER, P. HUBER, C. POPPELBAUM und R. WAGNER, Helv. phys. Acta *36*, 1059 (1963).
[4] R. BATCHELOR, W. B. GILBOY and J. H. TOWEL, Nucl. Phys. *65*, 236 (1965).
[5] YU. S. ZAMYATNIN, I. N. SAFINA, E. K. GUTNIKOWA and N. I. IVANOWA, J. Nucl. Energy II *9*, 194 (1959), übersetzt aus Atomnaya Energiya *4*, 337 (1958).
[6] YU. A. VASILEV, YU. S. ZAMYATNIN, E. I. SIROTNIN, P. V. TOROPOV, E. F. FOMUSHKIN und V. I. SAMARUKHIN, aus Fizika Deleniya Atomnyhk Yader von N. A. Perfilo und V. I. Eismont, Moskau, Gosatomizdat, 1962, p. 121.
[7] L. CRANBERG and J. S. LEVIN, Phys. Rev. *103*, 343 (1956).
[8] R. L. CLARKE, Can. J. Phys. *39*, 957 (1961).
[9] G. C. HANNA and R. L. CLARKE, Can. J. Phys. *39*, 967 (1961).
[10] YU. A. VASILEV, YU. S. ZAMYATNIN, YU. I. ILIN, E. I. SIROTNIN, P. V. TOROPOV and E. F. FOMUSHKIN, JETP *11*, 483 (1960).
[11] N. I. FETISOV, J. Nucl. Energy II *8*, 156 (1958), übersetzt aus Atomnaya Energiya *3*, 211 (1957).
[12] J. R. HUIZENGA, Physica *21*, 410 (1955).
[13] B. E. WATT, Phys. Rev. *87*, 1037 (1952).
[14] J. TERRELL, Phys. Rev. *113*, 527 (1959).
[15] V. F. WEISSKOPF, Phys. Rev. *52*, 295 (1937).
[16] J. M. BLATT and V. F. WEISSKOPF, *Theoretical Nuclear Physics* (John Wiley and Sons, Inc., New York 1952), p. 365.
[17] J. TERRELL, *Physics and Chemistry of Fission*, Proceedings of a Symposium, Salzburg 1965, Vol. II, p. 3.
[18] E. BARNARD, A. T. G. FERGUSON, W. R. MCMURRAY and I. J. VAN HEERDEN, Nucl. Phys. *71*, 228 (1965).
[19] H. CONDE and G. DURING, *Physics and Chemistry of Fission*, Proc. of a Symposium, Salzburg 1965, Vol. II, p. 93 (IAEA, Wien 1965).

[20] H. Bowmann, S. Thompson, J. C. D. Milton, W. Swiatecki, Phys. Rev. *126*, 2120 (1962); Phys. Rev. *129*, 2133 (1963).
[21] S. S. Kapoor, R. Ramanna and P. N. Rama Rao, Phys. Rev. *131*, 283 (1963).
[22] K. Skarsvag and K. Bergheim, Nucl. Phys. *45*, 72 (1963).
[23] C. P. Sargent, W. Bertozzi, P. T. Demos, J. L. Matthews and W. Turchinetz, Phys. Rev. *137 B*, 89 (1965).
[24] J. C. D. Milton and J. S. Fraser, *Physics and Chemistry of Fission*, Proc. of a Symposium, Salzburg 1965, Vol. II, p. 39 (IAEA, Wien 1965).
[25] J. C. D. Milton, *Invited Talk Given at the Symposium on the Mechanics of Fission*, American Chemical Society, Pittsburgh, 1966.
[26] J. C. D. Milton, *Invited Talk*, American Nuclear Society, 1966.
[27] J. S. Fraser and J. C. D. Milton, Ann. Rev. Nucl. Sci. *16*, 379 (1966).
[28] T. Ericson, Phil. Mag. Suppl. *9*, 425 (1960).
[29] R. Batchelor, Proc. of the International Conference on the Study of Nuclear Structure with Neutrons, Antwerpen 1965, M. Nève de Mévergnies, P. Van Assche and J. Vervier ed., p. 291 (North-Holland Publishing Company, Amsterdam 1966).
[30] T. D. Newton, Canad. J. Phys. *34*, 804 (1956).
[31] A. G. W. Cameron, Canad. J. Phys. *36*, 1040 (1958).
[32] K. J. Le Couteur and D. W. Lang, Nucl. Phys. *13*, 32 (1959).
[33] D. W. Lang, Nucl. Phys. *53*, 113 (1964).
[34] J. D. Seagrave, D$(d, n)^3$He *and* T$(d, n)^4$He *Neutron Source Handbook*, LAMS 2162 (1958).
[35] W. H. Breunlich, Internat. Conference on the Study of Nuclear Structure with Neutrons, contribution [100] (Antwerpen 1965).
[36] P. Huber, Z. Lewandowski, R. Plattner, C. Poppelbaum and R. Wagner, Nucl. Instr. Meth. *14*, 131 (1961).
[37] A. Suhami, Institute of Technology Haifa (Israel); private Mitteilung.
[38] T. Nakamura, J. Phys. Soc. Japan *15*, 1359 (1960).
[39] J. D. Seagrave, Phys. Rev. *97*, 757 (1955).
[40] J. Seitz und P. Huber, Helv. phys. Acta *28*, 227 (1955).
[41] M. Gettner and W. Selove, Rev. Sci. Instr. *31*, 450 (1960).
[42] BNL 765 (Optical Model Neutron Transmission Coefficients, 0,1 to 5,0 MeV), E. H. Auerbach and F. G. J. Perey ed. (1962).
[43] N. Cindro, Rev. Mod. Phys. *38*, 391 (1966).
[44] D. W. Lang, Nucl. Phys. *26*, 434 (1961).
[45] D. B. Thomson, Phys. Rev. *129*, 1649 (1963).
[46] E. Barnard, A. T. G. Ferguson, W. R. McMurray and I. J. van Heerden, Internat. Conference on the Study of Nuclear Structure with Neutrons, contribution [26] (Antwerpen 1965).

Curriculum vitae

Ich, PIERRE PAUL BOSCHUNG, heimatberechtigt in Jaun (Fribourg), wurde am 4. Oktober 1940 als Sohn des Emil Boschung, dipl. Ingenieur-Techniker HTL, und der Claire Boschung, geb. Hauri in Basel geboren. In den Jahren 1947–1951 besuchte ich die Primarschule in Arlesheim und von 1951–1959 das Mathematisch Naturwissenschaftliche Gymnasium in Basel, wo ich im März 1959 die Matur bestand. Im Sommersemester des gleichen Jahres immatrikulierte ich mich an der Philosophisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät der Universität Basel. Ausser dem Hauptfach Physik belegte ich besonders Vorlesungen und Praktika in den drei Nebenfächern Physikalische Chemie, Mathematik und Theoretische Physik. Im Frühling 1963 erhielt ich eine Stelle als Assistent im Physikalischen Institut und begann gleichzeitig unter der Anleitung der Herren Proff. Dr. P. Huber und Dr. R. Wagner mit der Ausarbeitung meiner Dissertation.

Meine wissenschaftliche Ausbildung verdanke ich den Herren Prof. Dr. P. Huber, Prof. Dr. R. Wagner, Prof. K. Alder, Prof. Dr. E. Baldinger, Prof. Dr. E. Baumgartner, Dr. R. Conzelmann, Dr. W. Czaja, Prof. Dr. H. Dahn, Prof. Dr. S. E. Darden, Prof. Dr. P. Diehl, Prof. Dr. M. Eichler, Prof. Dr. W. Häberli, Prof. Dr. H. Huber, Prof. Dr. W. Kuhn, Prof. Dr. H. Labhart, Prof. Dr. E. Miescher, Prof. Dr. P. Scherrer, Prof. Dr. H. R. Striebel.